

W szczególności przy równych natężeniach prądu $I_1 = I_2$ mamy $U_1 = U_2$. Identyfikując źródła punktowe z zaciskami anten zasadę wzajemności możemy wypowiedzieć w następujący sposób. Jeśli prąd I płynący przez zaciski anteny 1 wytwarza na zaciskach anteny 2 napięcie U , to ten sam prąd I płynący przez zaciski anteny 2 wytworzy na zaciskach anteny 1 to samo napięcie U . Jest to powszechnie spotykane sformułowanie zasady wzajemności dla anten. Zasada wzajemności jest słuszna bez względu na odległość między antenami, a więc także w polu bliskim. Ważnym wnioskiem wynikającym z zasady wzajemności jest możliwość zmierzenia parametrów anteny nadawczej przy wykorzystaniu jej jako anteny odbiorczej.

2.2. POWIERZCHNIE FALOWE I PROMIENIE

W poprzednim punkcie badaliśmy związki między polem elektromagnetycznym a jego źródłami. Zajmiemy się teraz zagadnieniem propagacji fal elektromagnetycznych bez bezpośredniego odwoływania się do źródeł promieniowania.

2.2.1. ZASADA HUYGENSA-FRESNELA

Rozważmy następujący problem: znamy rozkład pola elektrycznego i magnetycznego na pewnej powierzchni S i chcemy na tej podstawie określić pole w dowolnie zadanym punkcie P na zewnątrz tej powierzchni. Całkując równanie Helmholtza dochodzimy do następujących zależności [28, 41, 45]:

$$E(P) = -\frac{1}{4\pi} \int_S \left(\Psi \frac{\partial E}{\partial n} - E \frac{\partial \Psi}{\partial n} \right) dS \quad (2-48a)$$

$$H(P) = -\frac{1}{4\pi} \int_S \left(\Psi \frac{\partial H}{\partial n} - H \frac{\partial \Psi}{\partial n} \right) dS \quad (2-48b)$$

przy czym $\partial/\partial n$ — normalna pochodna.

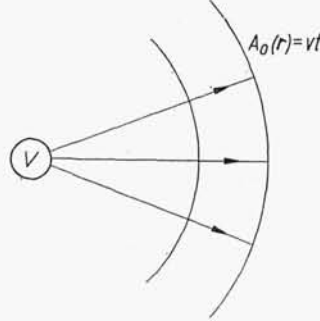
Równania (2-48), nazywane wektorowymi wzorami Kirchhoffa, możemy uważać za analityczne sformułowanie zasady Huygensa-Fresnela, która głosi, że każdy punkt czoła fali można traktować jako wtórne źródło elementarnej fali kulistej. Z zasady Huygensa-Fresnela wynika, że nie ma bezpośredniej zależności między polem w punkcie P a polem w odpowiadającym mu punkcie czoła fali; pole w punkcie P jest sumą wszystkich fal elementarnych z całej powierzchni S .

2.2.2. PRAWA OPTYKI GEOMETRYCZNEJ

Omawiana poprzednio zasada Huygensa-Fresnela daje rygorystyczne rozwiązanie równania falowego. Często jednak jesteśmy skłonni zrezygnować z rygorystycznego rozwiązania i zadowolić się rozwiązaniem przybliżonym, jakie daje optyka geometryczna.

Na wstępie, zanim sformułujemy prawa optyki geometrycznej, wprowadzimy do rozważań pewne powierzchnie związane z propagacją fal elektromagnetycznych. Załóżmy, że źródła pola mieszczące się w pewnym ograniczonym obszarze V zaczynają działać w chwili $t = t_0$. Powstające zaburzenie, tj. pole elektromagnetyczne, rozchodzi się w przestrzeni z prędkością zależną od właściwości ośrodka. Powierzchnię $\varphi(\mathbf{r}, t)$ oddzielającą w chwili t obszar zaburzony od niezaburzonego nazywamy *powierzchnią falową*. Równanie różniczkowe tej powierzchni możemy wyprowadzić

Rys. 2-10. Powierzchnie falowe wytworzone przez źródła w obszarze V



z równań Maxwella wykorzystując fakt, że na powierzchni falowej pochodne $\partial \mathbf{E} / \partial \varphi$ i $\partial \mathbf{H} / \partial \varphi$ są nieciągłe. Dla jednorodnego izotropowego ośrodka o parametrach ϵ, μ ($\sigma = 0$) otrzymujemy [29, 49]

$$(\nabla \varphi)^2 = \mu \epsilon \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)^2 \quad (2-49)$$

Równanie (2-49) jest, ściśle biorąc, równaniem różniczkowym powierzchni falowych w czterowymiarowej czasoprzestrzeni. Chcąc uzyskać równanie powierzchni falowych $A_0(\mathbf{r})$ w przestrzeni trójwymiarowej, założymy, że punkty powierzchni $A_0(\mathbf{r})$ poruszają się z prędkością v wzdłuż linii normalnych do tej powierzchni (promieni) (rys. 2-10). Mamy wtedy

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = vt - A_0(\mathbf{r}) = 0 \quad (2-50)$$

Dla $v = 1/\sqrt{\mu \epsilon}$ otrzymujemy z równania (2-49)

$$(\nabla A_0)^2 = 1 \quad (2-51)$$

Wielkość A_0 określa drogę przebytą wzdłuż promienia przez zaburzenie biegnące z prędkością v .

W optyce geometrycznej przyjęto posługiwać się pojęciem *drogi optycznej*, tj. drogi, jaką przebyłoby zaburzenie biegnące wzdłuż promienia z prędkością c . Zamiast wzoru (2-50) mamy wówczas

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = ct - A(\mathbf{r}) = 0 \quad (2-52)$$

i z równania (2-49) otrzymujemy

$$(\nabla A)^2 = n^2 \quad (2-53)$$

przy czym $n = c/v$ — współczynnik załamania.

Jest oczywiste, że $A = nA_0$.

Funkcję A nazywamy *eikonalem*; odgrywa ona podstawową rolę w optyce geometrycznej.

Wprowadzone pojęcie powierzchni falowej można niekiedy uogólnić na przypadek pola ustalonego o zależności czasowej $e^{j\omega t}$. W szczególności np. dla fali płaskiej

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{jk_0[ct - n(\alpha x + \beta y + \gamma z)]} \quad (2-54)$$

przy czym \mathbf{E}_0 — wektor rzeczywisty;

α, β, γ — cosinusy kierunkowe prostej, wzdłuż której rozchodzi się fala.

Zauważmy, że wyrażenie w nawiasie kwadratowym spełnia równanie różniczkowe (2-49). Możemy więc uważać, że funkcja

$$\varphi(r, t) = ct - n(\alpha x + \beta y + \gamma z) \quad (2-55)$$

przedstawia powierzchnię falową fali płaskiej, zaś funkcja

$$A = n(\alpha x + \beta y + \gamma z) \quad (2-56)$$

powierzchnię równego eikonu. Oczywiście w stanie ustalonym powierzchnie te nie oddzielają już obszaru zaburzonego od niezaburzonego. Pojęcie powierzchni falowej doznało więc tu istotnego uogólnienia.

Podobnie sprawa przedstawia się dla innych pól o zależności czasowej $e^{j\omega t}$. Jeśli struktura tych pól jest zbliżona do struktury fali płaskiej, to możemy przedstawić je w postaci:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{jk_0[ct - A(r)]} \quad (2-57a)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{jk_0[ct - A(r)]} \quad (2-57b)$$

przy czym eikon $A(r)$ spełnia równanie (2-53), zaś wyrażenie w nawiasie kwadratowym reprezentuje powierzchnię falową w sensie uogólnionym. Przedstawienie pola w tej postaci leży u podstaw optyki geometrycznej, której prawa wyrażają właśnie właściwości powierzchni równego eikonu i linii ortogonalnych do tych powierzchni, tj. promieni. Eikon $A(r)$ jest funkcją rzeczywistą i niezależną od częstotliwości.

Powierzchnie równego eikonu będziemy często nazywać powierzchniami falowymi (w sensie uogólnionym). Nie należy natomiast utożsamiać eikonu z fazą pola, jakkolwiek w przypadkach szczególnych np. dla fali płaskiej pojęcia te mogą być równoważne [49].

Przejdziemy teraz do sformułowania praw optyki geometrycznej. Rozważmy dwie powierzchnie $A = \text{const}$:

$$A(x, y, z) = A_1; A(x, y, z) = A_1 + \Delta A = A_2$$

Z równania (2-53) wynika, że przy przejściu od pierwszej powierzchni do drugiej funkcja A doznaje przyrostu

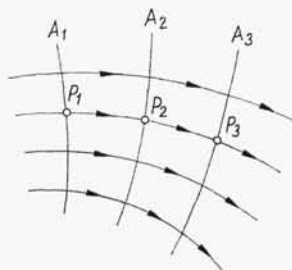
$$\Delta A = \int_C n dl \quad (2-58)$$

przy czym C — kontur całkowania, zlewający się z promieniem łączącym punkty P_1 i P_2 rozważanych powierzchni falowych (rys. 2-11). Wielkość ΔA określoną całką (2-58) nazywa się *długością drogi optycznej* między punktami P_1 i P_2 . Wyrażenie (2-52) wskazuje, że długość ta

$$\Delta A = c \Delta t \quad (2-59)$$

przy czym Δt jest czasem potrzebnym do przesunięcia punktu P_1 wzdłuż promienia do punktu P_2 z prędkością v . Wobec tego długość drogi optycznej między punktami

Rys. 2-11. Powierzchnie $A = \text{const}$ i promienie



P_1 i P_2 jest liczbowo równa odległości, jaką punkt P_1 przebędzie w czasie Δt poruszając się z prędkością światła w próżni.

Z powyższych rozważań wynika, że długość drogi optycznej między dowolnymi punktami P_1 i P_2 powierzchni A_1 i A_2 pozostaje jednakowa, mimo, że geometryczna długość promieni między tymi punktami będzie w ogólnym przypadku różna.

U podstaw praw optyki geometrycznej leży *zasada Fermata* mówiąca, że przy ruchu w przestrzeni fali typu (2-57) długość drogi optycznej między odpowiadającymi sobie punktami powierzchni falowych jest wielkością ekstremalną. Zasada Fermata daje możliwość wyznaczenia rzeczywistej drogi promienia od źródła do punktu obserwacji. W szczególności wynika z niej, że przy rozchodzeniu się fali w ośrodku jednorodnym promienie są prostoliniowe.

Z zasady Fermata wynikają podstawowe *prawa odbicia* i *złamania* fal typu (2-57) na granicy rozdziału dwóch ośrodków.

Dla przypadku odbicia fal mamy:

1) promień fali padającej, promień fali odbitej i normalna do powierzchni rozdziału ośrodków w punkcie padania leżą w jednej płaszczyźnie;

2) kąt między normalną do powierzchni rozdziału ośrodków a promieniem fali padającej (kąt padania) równa się kątowi między normalną a promieniem fali odbitej (kąt odbicia).

Dla przypadku załamania fal mamy:

1) promień fali padającej, promień fali załamanej oraz normalna do powierzchni rozdziału ośrodków leżą w jednej płaszczyźnie;

2) kąt między normalną do powierzchni rozdziału ośrodków a promieniem fali padającej (kąt padania) i kąt między normalną a promieniem fali załamanej (kąt załamania) są związane następującą zależnością:

$$n_1 \sin \Theta_1 = n_2 \sin \Theta_2 \quad (2-60)$$

w której:

Θ_1 — kąt padania;

Θ_2 — kąt załamania;

n_1, n_2 — współczynniki załamania ośrodków 1 i 2.

Z powyższego wynika, że prawa odbicia i załamania wypływające z zasady Fermata niczym nie różnią się od analogicznych praw ważnych dla płaskich fal elektromagnetycznych i płaskiej granicy rozdziału. Ta zgodność pochodzi stąd, że dowolny element powierzchni falowej pola typu (2-57) ma przy propagacji właściwości czoła fali płaskiej.

2.2.3. PRZEJŚCIE OD TEORII FALOWEJ POLA DO PRAW OPTYKI GEOMETRYCZNEJ

Rozważmy dwie powierzchnie falowe A i A_1 . Z zasady Huygensa-Fresnela wynika, że pole w dowolnym punkcie P_1 na powierzchni A_1 jest superpozycją pól źródeł elementarnych rozłożonych w sposób ciągły na powierzchni A . W przeciwieństwie do powyższej zasady, optyka geometryczna zakłada, że istnieje ścisła zależność pola w punkcie P_1 od pola w odpowiadającym mu punkcie P na powierzchni A . Odpowiadające sobie punkty P i P_1 leżą przy tym na linii normalnej do obu powierzchni falowych, tj. na promieniu przechodzącym przez te punkty. Mówiąc obrazowo pole jak gdyby rozchodzi się wzdłuż promieni, przy czym stan pola na pewnym promieniu nie zależy od stanu pola na sąsiednich promieniach.

Spróbujmy teraz ustalić warunki, przy których pole elektromagnetyczne dowolnego układu źródeł zbliża się do pola rządzonego prawami optyki geometrycznej. W tym celu dla pól zmieniających się harmonicznym w czasie szukamy rozwiązania równań Maxwella w postaci:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-jk_0 A} \quad (2-61a)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{-jk_0 A} \quad (2-61b)$$

Podstawiając zależności (2-61) do równań Maxwella i eliminując z uzyskanych wyrażeń \mathbf{H}_0 otrzymamy po przekształceniach [45, 49] następującą zależność na \mathbf{E}_0

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0 = & -\frac{1}{n^2} [(\mathbf{E}_0 \cdot \nabla A) \nabla A - (\nabla A)^2 \mathbf{E}_0] + \frac{1}{j n^2 k_0} [\nabla \times (\nabla A \times \mathbf{E}_0) + \\ & + (\nabla A \times \nabla \times \mathbf{E}_0)] + \frac{1}{n^2 k_0^2} \nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_0 \end{aligned} \quad (2-62)$$

Analogiczną zależność możemy również otrzymać dla wektora H_0 . Rozważmy teraz równanie (2-62) przyjmując, że $\lambda \rightarrow 0$, czyli $k_0 \rightarrow \infty$. Jeżeli wielkość ∇A i pochodne od E_0 i H_0 są skończone, to drugi i trzeci człon po prawej stronie równania (2-62) dążą do zera i

$$E_0 = -\frac{1}{n^2} [(E_0 \cdot \nabla A) \nabla A - (\nabla A)^2 E_0] \quad (2-63)$$

Równanie (2-63) i analogiczne równanie dla wektora H_0 będą spełnione, jeżeli:

$$E_0 \cdot \nabla A = 0 \quad (2-64a)$$

$$H_0 \cdot \nabla A = 0 \quad (2-64b)$$

$$(\nabla A)^2 = n^2 \quad (2-64c)$$

Warunek (2-64c) jest powtórzeniem równania różniczkowego (2-53), które musi spełniać funkcja A wprowadzona w optyce geometrycznej. Z warunków (2-64a) i (2-64b) wynika, że wektory E_0 i H_0 są prostopadłe do promieni. Można ponadto wykazać, że dla $k_0 \rightarrow \infty$ wektory E_0 i H_0 są wzajemnie prostopadłe i związane zależnością

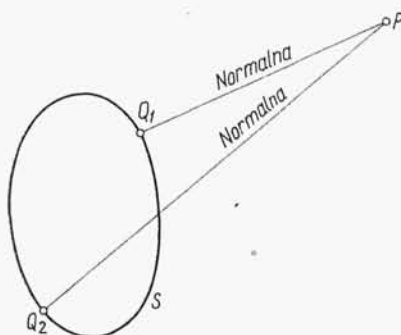
$$E_0 = \zeta H_0 \quad (2-65)$$

W ten sposób falowe pole elektromagnetyczne w przypadku granicznym $\lambda \rightarrow 0$ przechodzi w pole spełniające warunki optyki geometrycznej. W tych warunkach każdy element powierzchni falowej pola zachowuje się jak element czoła fali płaskiej. Jeżeli częstotliwość drgań pola elektromagnetycznego jest skończona, lecz jednak dostatecznie duża, to zależności optyki geometrycznej będą spełnione tylko w przybliżeniu dla tych punktów przestrzeni, dla których drugi i trzeci człon równania (2-62) są znacznie mniejsze niż pierwszy. Jest jasne, że ten ostatni warunek nie będzie spełniony tam, gdzie wektory E_0 i H_0 oraz funkcja A ulegają gwałtownym zmianom. Gwałtowna zmiana amplitud pola zachodzi zazwyczaj na granicy tzw. *cieńca geometrycznego* oraz w *punktach i wzdłuż linii kaustycznych*. W tych obszarach pole elektromagnetyczne przy skończonej częstotliwości drgań będzie się znacznie różnić od pola spełniającego prawa optyki geometrycznej.

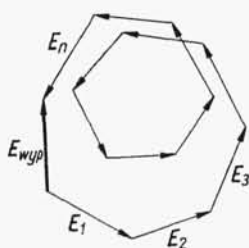
Przejście od falowego pola elektromagnetycznego dla $\lambda \rightarrow 0$ do pola optyki geometrycznej można łatwo zinterpretować w drodze następującego rozważania fizycznego. Załóżmy, że S jest dowolną powierzchnią falową pola elektromagnetycznego znanego układu źródeł (rys. 2-12). Pole w punkcie P na zewnątrz tej powierzchni jest superpozycją pól elementarnych źródeł Huygensa rozłożonych w sposób ciągły na powierzchni S . Przesunięcie fazowe δ między wektorami pól w punkcie P od dwóch sąsiednich źródeł elementarnych jest równe $2\pi\Delta r/\lambda$, przy czym Δr jest różnicą dróg od źródeł do punktu obserwacji P . Jeżeli $\lambda \rightarrow 0$, to nawet dla małych Δr przesunięcie fazy może przyjmować różne wartości zaczynając od bardzo małych do bardzo dużych. W przypadku dużych δ charakter wektorowej sumy pól źródeł elementarnych w punkcie P będzie miał postać jak na rys. 2-13, tj. wektor wypad-

kowy E_{wyp} będzie bliski zeru. Natomiast jeśli wielkość δ jest nieduża, obraz się zmienia i wektorowe sumowanie pól w punkcie P daje wektor wypadkowy E_{wyp} znacznie różny od zera (rys. 2-14).

Łatwo się przekonać, że w pobliżu punktów Q_1 i Q_2 , w których normalne z punktu P przecinają powierzchnię S , różnica dróg jest bliska zera, ponieważ w tych punktach pochodne od Δr względem kierunków stycznych do powierzchni S są równe



Rys. 2-12. Punkty stacjonarnej fazy na powierzchni falowej S



Rys. 2-13. Sumowanie pól źródeł elementarnych położonych daleko od punktu stacjonarnej fazy

Rys. 2-14. Sumowanie pól źródeł elementarnych położonych w otoczeniu punktu stacjonarnej fazy



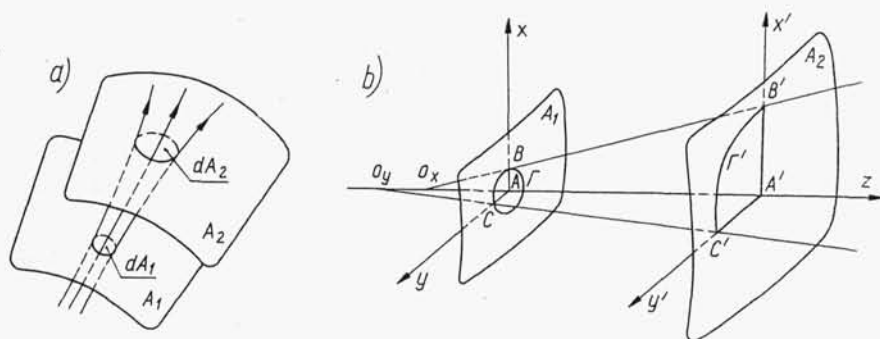
zeru. Punkty takie noszą nazwę *punktów stacjonarnej fazy*. Sumowanie pól wytwarzanych przez źródła elementarne w pobliżu punktów stacjonarnej fazy prowadzi do wartości wypadkowej różnej od zera. Natomiast we wszystkich pozostałych punktach powierzchni S wielkość δ dla $\lambda \rightarrow 0$ przyjmuje dostatecznie duże wartości, aby wypadkowy wektor pól tych źródeł elementarnych w punkcie obserwacji był bliski zera. Może się więc wydawać, że wielkość pola w punkcie P będzie wyznaczona przez pola elementarnych źródeł Huygensa znajdujących się w dwóch punktach stacjonar-

nej fazy. Jednak uwzględniając fakt, że charakterystyka promieniowania jest kardoidalną, której maksimum jest skierowane wzdłuż kierunku określającego ruch czoła fali, dochodzimy do wniosku, że wartość pola w punkcie P , wytworzonego przez źródło Q_2 jest równa zero.

W rezultacie wartość pola w punkcie obserwacji P dla $\lambda \rightarrow 0$ jest określona jedynie wartością pola w jednym punkcie stacjonarnej fazy na powierzchni falowej S .

2.2.4. WŁAŚCIWOŚCI POLA W PRZYBLIŻENIU OPTYKI GEOMETRYCZNEJ

W poprzednim punkcie wykazaliśmy, w jakich warunkach pole dowolnego układu źródeł zbliża się do pola rządzonego prawami optyki geometrycznej. Chcemy teraz znaleźć wzory na amplitudy pola E_0 i H_0 w przybliżeniu optyki geometrycznej.



Rys. 2-15. Zależności energetyczne w optyce geometrycznej: a) wiązka promieni w ośrodku niejednorodnym; b) związki między powierzchniami falowymi w ośrodku jednorodnym

W tym celu rozważmy dwie powierzchnie falowe A_1 i A_2 (rys. 2-15) i wiązkę promieni, która wycina elementy dA_1 i dA_2 na odpowiednich powierzchniach. Ponieważ przepływ energii odbywa się tylko wzdłuż promieni, więc

$$S_1 dA_1 = S_2 dA_2 \quad (2-66)$$

przy czym S jest gęstością strumienia mocy. Dla przypadku fali płaskiej gęstość strumienia mocy jest dana przez

$$S = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E^2 \quad (2-67)$$

Jeśli ponadto przenikalność magnetyczna ośrodka jest stała, to między amplitudami pola elektrycznego na powierzchniach A_1 i A_2 zachodzi następujący związek:

$$\sqrt{\epsilon_1} E_0^2(0) dA_1 = \sqrt{\epsilon_2} E_0^2(s) dA_2 \quad (2-68)$$

przy czym:

$E_0(0)$ — amplituda pola na powierzchni A_1 ;

$E_0(s)$ — amplituda pola na powierzchni A_2 .

Wprowadzając zamiast przenikalności ε współczynnik załamania $n = \sqrt{\varepsilon/\varepsilon_0}$ otrzymujemy

$$n_1 E_0^2(0) dA_1 = n_2 E_0^2(s) dA_2 \quad (2-69)$$

W przeciwieństwie do zasady Huygensa-Fresnela wzór (2-69) ustala zależność pola w danym punkcie pewnej powierzchni falowej od pola w odpowiadającym mu punkcie innej powierzchni falowej.

Zastosujemy teraz wzór (2-69) do przypadku ośrodka jednorodnego, w którym promienie są liniami prostymi (rys. 2-15b). Długość wszystkich promieni między dwiema powierzchniami falowymi będzie w tym przypadku jednakowa; oznaczmy ją przez s . Wybierzmy układ współrzędnych tak, aby oś z pokrywała się z promieniem przechodzącym przez punkt A , na powierzchni A_1 , a płaszczyzny xz i yz były jej płaszczyznami głównymi. Promień przechodzący przez sąsiedni punkt B leżący jednocześnie na powierzchni A_1 i na płaszczyźnie xz będzie przecinał promień przechodzący przez punkt A (oś z) w punkcie O_x w odległości R_1 , która jest jednym z głównych promieni krzywizny powierzchni A_1 w punkcie A . Podobnie promień przechodzący przez sąsiedni punkt C , leżący jednocześnie na powierzchni A_1 i na płaszczyźnie yz , będzie przecinał oś z w punkcie O_y w odległości R_2 , która jest drugim głównym promieniem krzywizny powierzchni A_1 w punkcie A . Promienie krzywizny R_1 i R_2 są dodatnie, jeśli środki krzywizny leżą na ujemnej półosi z .

Rozważmy teraz punkt A' , w którym promień przechodzący przez punkt A przecina powierzchnię A_2 . Płaszczyzny główne powierzchni A_2 pokrywają się z płaszczyznami głównymi powierzchni A_1 ; przez punkt A' możemy więc przeprowadzić osie x' i y' odpowiadające osiom x i y . Jest oczywiste, że główne promienie krzywizny powierzchni A_2 w punkcie A' są równe $R_1 + s$ oraz $R_2 + s$.

Niech element powierzchni dA_1 zawierający punkt A będzie ograniczony krzywą Γ . Promienie przechodzące przez kontur Γ wyznaczają na powierzchni A_2 kontur Γ' , który obejmuje punkt A' . Elementy powierzchni dA_1 i dA_2 wyrażają się wzorami:

$$\left. \begin{aligned} dA_1 &= \oint_{\Gamma} x dy - y dx \\ dA_2 &= \oint_{\Gamma'} x' dy' - y' dx' \end{aligned} \right\} \quad (2-70)$$

Między współrzędnymi x' i x a współrzędnymi y' i y zachodzi przy tym związek:

$$x' = \left| \frac{R_1 + s}{R_1} \right| x \quad (2-71a)$$

$$y' = \left| \frac{R_2 + s}{R_2} \right| y \quad (2-71b)$$

Podstawiając zależności (2-71) do wzorów (2-70) znajdujemy związek między elementem powierzchni dA_1 a elementem powierzchni dA_2

$$dA_2 = \left| \frac{(R_1 + s)(R_2 + s)}{R_1 R_2} \right| dA_1 \quad (2-72)$$

Wprowadzając teraz zależność (2-72) do wzoru (2-69) i biorąc pod uwagę, że $n_1 = n_2$ otrzymujemy

$$E_0(s) = E_0(0) \sqrt{\frac{R_1 R_2}{(R_1 + s)(R_2 + s)}} \quad (2-73)$$

Wzór (2-73) określa *prawo propagacji amplitudy pola wzdłuż promienia*.

Dla $s \rightarrow \infty$ pierwiastek kwadratowy można zastąpić wyrażeniem asymptotycznym; wówczas otrzymujemy

$$E_0(s) = E_0(0) \frac{\sqrt{R_1 R_2}}{s} \quad (2-74)$$

Widzimy, że w tym przypadku amplituda E_0 maleje odwrotnie proporcjonalnie do odległości s . Jest to właściwość charakterystyczna dla *fali kulistej*.

Założmy teraz, że powierzchnia początkowa jest powierzchnią cylindryczną. W tym przypadku jeden z promieni krzywizny, np. R_2 , jest nieskończenie wielki. Dla $s \rightarrow \infty$ otrzymujemy wówczas

$$E_0(s) = E_0 \frac{\sqrt{R_1}}{\sqrt{s}} \quad (2-75)$$

Zmiany amplitudy wzdłuż promienia są odwrotnie proporcjonalne do pierwiastka kwadratowego z odległości, a więc są takie jak dla *fali cylindrycznej*.

Jeśli oba promienie krzywizny są nieskończenie duże, tzn. powierzchnia początkowa jest płaską, mamy

$$E_0(s) = E_0(0) \quad (2-76)$$

Amplituda pola nie ulega zmianie z odległością, co jest charakterystyczne dla *fali płaskiej*.

2.3. DYFRAKCJA FAL ELEKTROMAGNETYCZNYCH

Przy rozchodzeniu się fal elektromagnetycznych w przestrzeni zawierającej postronne ciała, wypadkowe pola elektromagnetyczne będzie oczywiście różnić się od pola, które istniałoby w przypadku propagacji fali w jednorodnym izotropowym ośrodku. Fala elektromagnetyczna padając na jakieś ciało wymusza drgania ładunków swobodnych i związanych, które wytwarzają w otaczającej przestrzeni i wewnątrz ciała wtórne pole elektromagnetyczne, zmieniające się w czasie (w stanie ustalonym) z częstotliwością fali padającej. Wtórne pole elektromagnetyczne razem z polem fali padającej tworzy wypadkowe pole elektromagnetyczne. Powyższe zjawisko nazywa się *dyfrakcją fal elektromagnetycznych*.

W zagadnieniach antenowych najbardziej istotne znaczenie mają te przypadki, w których postronne ciało jest doskonałym przewodnikiem. Ograniczymy nasze rozważania tylko do takich przypadków. Możemy więc sformułować problem nastę-